

铁基超导体中的反铁磁序和自旋动力学

龚冬良 罗会仟

Antiferromagnetic order and spin dynamics in iron-based superconductors

Gong Dong-Liang Luo Hui-Qian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 207407 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181543

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181543>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[新型交生结构自掺杂铁基超导体](#)

Self-doped iron-based superconductors with intergrowth structures

物理学报.2018, 67(20): 207406 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181355>

[高压下的铁基超导体: 现象与物理](#)

Pressure-induced phenomena and physics in iron-based superconductors

物理学报.2018, 67(20): 207409 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181651>

[新型 FeSe 基超导材料研究进展](#)

Research progress on FeSe-based superconducting materials

物理学报.2018, 67(20): 207412 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181701>

[铁基超导 1111 体系 CaFeAsF 的单晶生长和物性研究](#)

Single crystal growth and physical property study of 1111-type Fe-based superconducting system CaFeAsF

物理学报.2018, 67(17): 177401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181371>

[压力下碱金属铁硒基超导体中的现象与物理](#)

Phenomena and findings in pressurized alkaline iron selenide superconductors

物理学报.2015, 64(21): 217406 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.217406>

专题: 铁基高温超导体发现十周年

铁基超导体中的反铁磁序和自旋动力学*

龚冬良¹⁾²⁾ 罗会仟^{1)†}

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2018年8月16日收到; 2018年9月11日收到修改稿)

类似于其他非常规超导材料, 铁基高温超导电性通常出现在静态长程反铁磁序被抑制之后, 并且强烈的自旋涨落始终与超导电性相伴相生, 因此理解磁性相互作用是建立铁基超导微观机理的重要前提. 中子散射作为研究凝聚态物质中磁性相互作用的有力工具, 在揭示铁基超导电性的磁性起源方面起到了关键作用. 本文系统总结了近十年来铁基超导材料的中子散射研究结果, 包括铁基超导材料中的静态磁结构、磁性相变、动态磁激发、电子向列相等, 并探讨它们与超导电性之间的关系.

关键词: 铁基超导体, 高温超导, 中子散射, 自旋激发

PACS: 74.70.Xa, 74.25.F-, 75.50.Ee, 76.50.+g

DOI: 10.7498/aps.67.20181543

1 引言

传统的金属合金超导体可以用 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 理论来描述, 其本质是基于电子-声子耦合形成的超导库珀电子对宏观凝聚态, 即电荷相互作用占据主导, 磁性对于超导电性的形成通常是不利的. 然而, 在铜氧化物、重费米子以及部分有机超导材料中, 超导往往出现在反铁磁有序态的附近, 基于自旋相互作用的磁性物理在超导机制中已不可忽略^[1,2]. 这些材料的超导微观机理需要同时考虑电荷和自旋两种复杂相互作用, 不能用基于电子-声子相互作用的传统BCS理论所描述, 被称之为非常规超导体. 2008年发现的铁基超导材料, 是第二类具有40 K以上超导电性的高温超导家族, 其母体同样具有长程反铁磁序, 也属于非常规超导体^[3,4]. 典型的铁基超导母体磁结构为共线型, 即在低温正交相下, 磁矩沿着长轴 a 方向为反铁磁排列, 沿着短轴 b 方向为铁磁排列^[5-8]. 通

过引入化学掺杂, 长程反铁磁序会被逐渐压制, 同时诱导出超导^[9,10]. 以 BaFe_2As_2 (Ba122) 掺杂体系的相图为例(图1)^[11], 三个原子位置通过相近元素替换, 都可以诱导出超导电性. 比如利用K/Na替换Ba形成空穴掺杂的 $\text{Ba}_{1-x}\text{A}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($A = \text{Na}, \text{K}$)^[12,13], 利用Co/Ni替换Fe形成电子掺杂的 $\text{BaFe}_{2-x}\text{T}_x\text{As}_2$ ($T = \text{Co}, \text{Ni}$)^[14,15], 以及利用P替换As形成等价掺杂的 $\text{BaFe}_2\text{As}_{2-x}\text{P}_x$ ^[16]. 无论是空穴、电子还是同价掺杂, 其结果都表明超导电性出现在反铁磁区域附近, 与其他非常规超导体极其类似, 预示着磁性物理是开启铁基超导机理研究大门的钥匙^[17]. 基于自助熔剂法可以生长出厘米尺寸的高质量铁基超导单晶^[18-20], 满足了中子散射特别是非弹性中子散射实验的基本要求, 使得系统深入地研究铁基超导中反铁磁序和自旋动力学及其掺杂演化规律成为可能, 有望进一步从微观上厘清磁性和超导的具体关系.

本文总结了铁基材料近年来的中子散射研究结果, 主要包括静态反铁磁序和自旋动力学的演

* 国家自然科学基金(批准号: 11374011)、中国科学院青年创新促进会(批准号: 2016004)和中国科学院战略性先导科技专项(B类)(批准号: XDB25000000)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hqluo@iphy.ac.cn

化规律. 第2部分主要总结了不同铁基材料的静态磁有序及其随掺杂的演化; 第3部分讨论了铁基超导体母体中的自旋波; 第4部分以Ba122体系为例, 着重介绍了自旋激发随着电子掺杂和空穴掺杂的演变; 第5部分主要介绍铁基超导体材料的中子自旋共振现象及其与超导的密切关系; 第6部分简要介绍了极化中子实验在自旋各向异性的研究结果以及向列相中的低能自旋涨落行为; 最后进行了简短的总结.

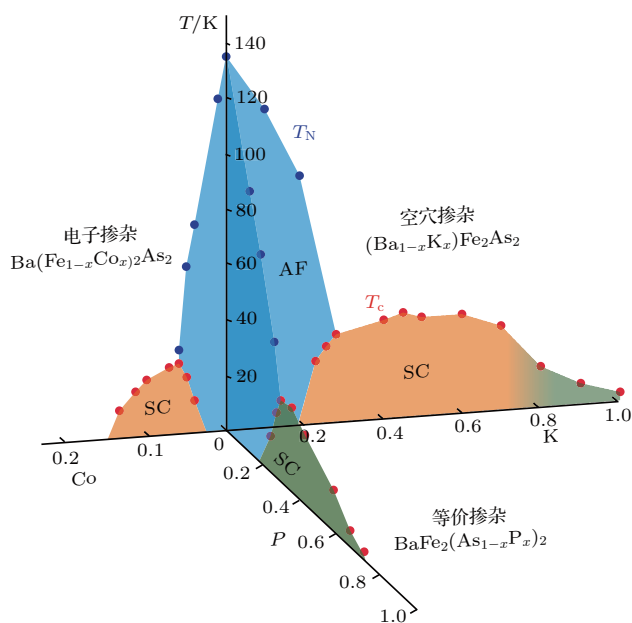


图1 BaFe₂As₂ 体系的相图 通过电子、空穴和同价掺杂均可压制反铁磁序而诱发超导电性^[11]

Fig. 1. Phase diagram for BaFe₂As₂ materials. Superconductivity is induced when the AFM order is suppressed by electron doping, hole doping, or isovalent substitution^[11].

2 磁结构与电子态相图

铁基超导体主要分为铁砷化物和铁硒化物两大类, 按照结构和元素配比又可以分为多个体系(图2, 图3). 铁基超导材料具有典型的层状结构, 即它们都拥有FeAs层或者FeSe层, FeAs(Se)层中阳离子位于同一平面, 而阴离子位于阳离子上下两侧, 相互错开排列, 从而FeAs(Se)层本身则是由一系列共边四面体构成.

1111 体系超导体是最早发现的铁基超导体, 其化学式为 LnFeAsO (Ln 代表稀土元素). 它具有空间群为 $P4/nmm$ 的晶体结构, 由 FeAs 层和 LnO 层交替堆砌而成(图2(a)), 该体系样品随着温度的降低会发生结构相变^[3,6], 空间群由高温的 $P4/nmm$ 变为低温的 $Cmma$. 其磁结构为共线反

铁磁结构, 磁矩的方向沿着正交相的 a 方向反平行排列, 沿着 b 轴方向平行排列(图2(f)), 相邻Fe层之间的磁矩为反平行(反铁磁)排列^[21].

111 体系铁基超导体同样拥有 $P4/nmm$ 空间结构, 其晶体结构相当于在 FeAs 层中加了两层碱金属(图2(b)). 111 体系 LiFeAs 和 NaFeAs 母体本身就具有超导电性^[22,23], 其中 LiFeAs 中不存在结构相变和磁结构相变^[24,25], NaFeAs 中存在 50 K 的结构转变温度^[8], 当发生相变时, 空间群会从 $P4/nmm$ 变为 $Cmma$, 其低温磁结构与 1111 体系磁结构一致, 同为共线反铁磁结构(图2(g)).

122 型铁基超导体是目前研究最多的体系, 其相邻的 FeAs 层与层之间是由碱土金属隔开(图2(c)), 在室温具有 $I4/mmm$ 空间结构. 与其他铁基超导体不同的是, 它的元胞内有两层 FeAs 层. 低温发生结构相变后变为二重对称的 $Fmmm$ 空间结构^[26]. 122 体系超导体母体不具有超导电性, 但是具有 C 型长程反铁磁序, 即面内具有和 1111 体系相同的共线反铁磁结构(图2(h)), 层与层之间也是反铁磁关联^[7]. 在空穴掺杂的部分区域, 磁结构在低温会发生变化, 恢复四重对称性^[27,28], 也被称之为双重 Q 自旋密度波^[29,30]. 在不同程度的自旋-轨道耦合强度下, 四重对称的磁有序将会出现两种不同的磁基态: 电荷-自旋密度波(图2(i)) 和自旋涡旋态(图2(j)). 比如在 Ba 位掺入 K, 低温晶体结构恢复为四方相(图2(d)), 同时磁基态变为了电荷-自旋密度波^[29], 磁结构为面内最近邻的 Fe 位没有磁性, 次近邻的 Fe 位反铁磁排列, 自旋方向变为沿 c 轴方向(图2(i)). 由两套 122 体系交替堆叠出来的具有 1144 结构的 CaKFe₄As₄ 中, 在 Fe 位掺入 Ni 后会形成自旋涡旋态(图2(e))^[28]. 磁结构中的自旋在 ab 面内, 且相邻的自旋之间是相互垂直的, 次近邻自旋之间反铁磁排列, 也被称之为“刺猬型”磁有序态(图2(j)).

铁基超导体中结构最简单的是 11 体系^[31,32], 就是单纯的 FeSe 层沿着 c 方向堆砌而成, 具有 $P4/nmm$ 空间群. 11 体系中 FeSe 本身就是超导体, 但是它没有长程磁有序, 仅存在结构相变. 如果将 Se 换成 Te, 则会出现长程反铁磁序(图3(a)), 它的磁结构不同于其他铁基超导体, 是双共线反铁磁结构, 磁矩方向平行于四方相的 b 轴方向^[32,33](图3(e)), 并且它的磁结构对于多余的间隙 Fe 非常敏感, 随着 Fe 含量的增加, 会从公度的反铁磁结构变为非公度螺旋的反铁磁结构^[34-36].

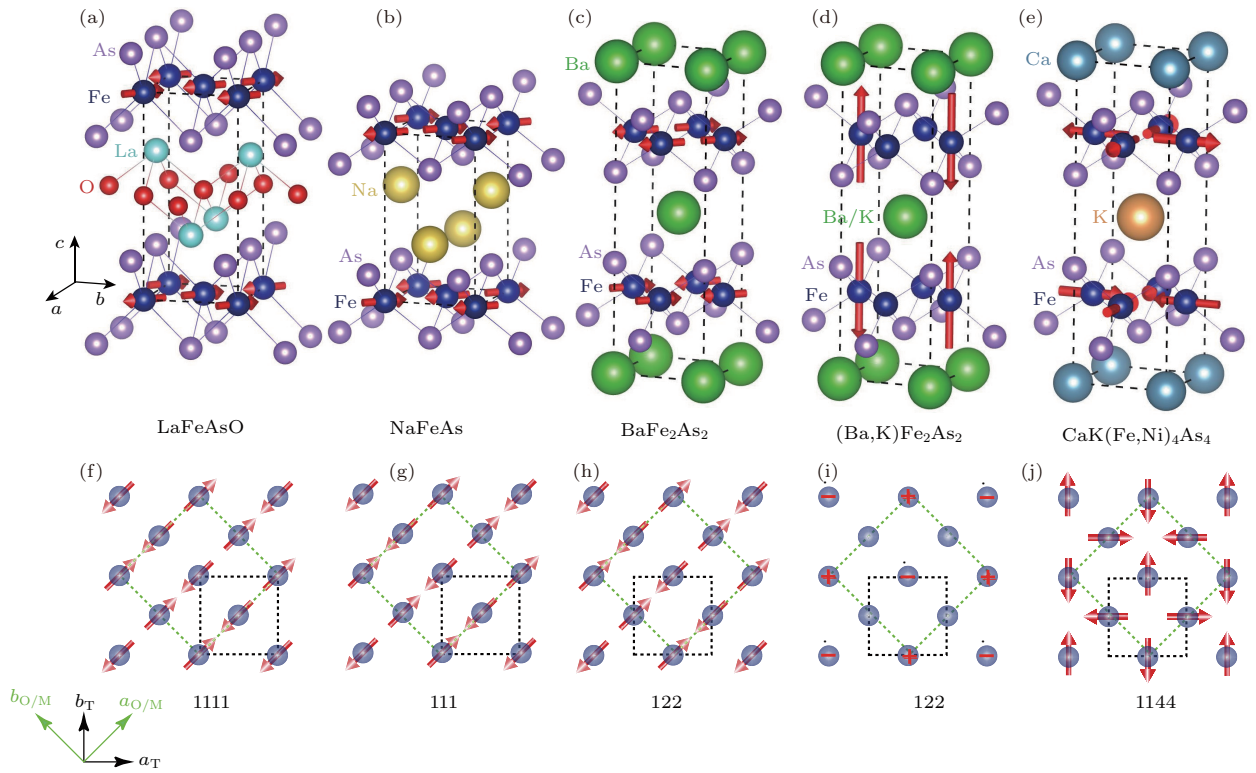


图2 1111, 111, 122, 1144 体系铁基材料的晶体结构和磁结构, 黑色虚线方框代表晶体元胞, 绿色虚线方框代表磁元胞
 Fig. 2. Crystal structure and magnetic order in 1111, 111, 122, 1144 families of pnictides. Black dash squares represent the chemical unit cell, and green dash squares represent the antiferromagnetic unit cell.

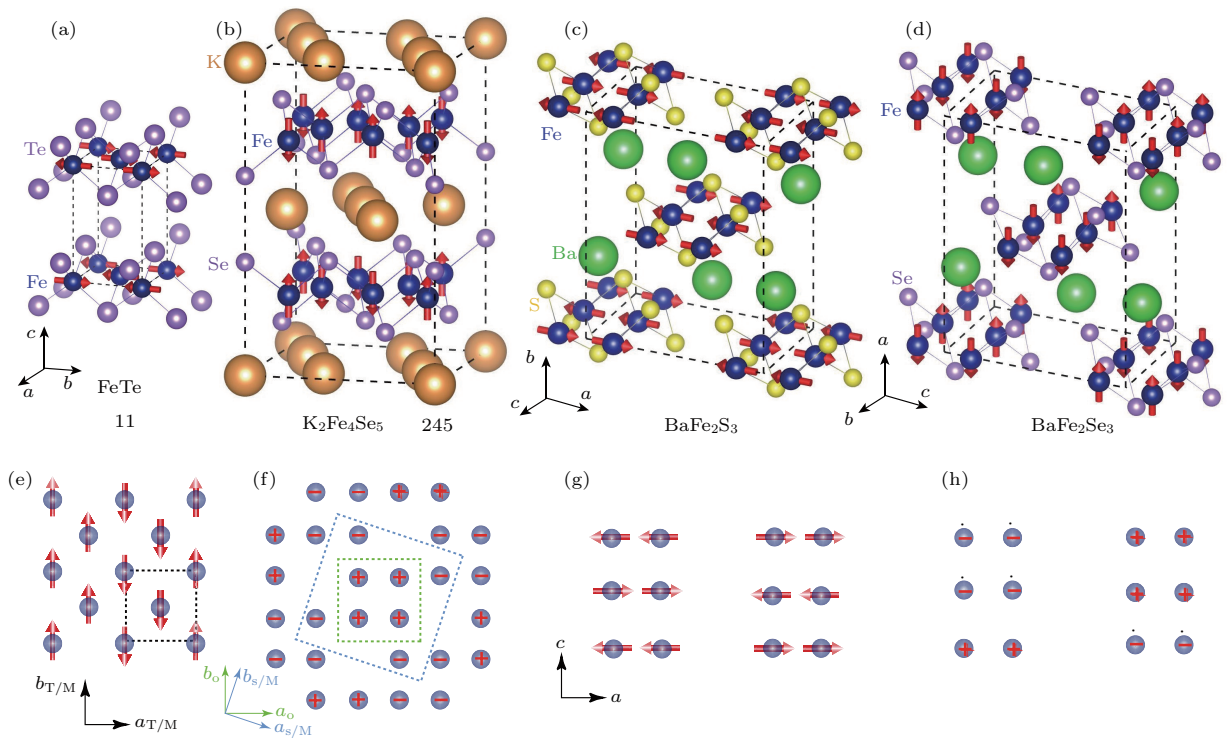


图3 FeTe, $K_2Fe_4Se_5$, $BaFe_2S_3$, $CsFe_2Se_3$ 体系铁基材料的晶体结构和磁结构, 黑色虚线方框代表晶体原胞, 绿色虚线方框代表磁原胞, 浅蓝色虚线方框代表超晶胞
 Fig. 3. Crystal structure and magnetic order in FeTe, $K_2Fe_4Se_5$, $BaFe_2S_3$, $CsFe_2Se_3$. Black dash squares represent the chemical unit cell, and green dash squares represent the antiferromagnetic unit cell, and wathet dash squares represent the supercell.

11 体系 FeSe 衍生出的铁硒超导体 $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ (A_x 是碱金属) 也具有 122 结构, 但是这类样品与其他铁基超导体不同, 存在大量的 A 空位和 Fe 空位. 图 3 (b) 中显示的绝缘 245 相的晶体结构, 每四个 Fe 将会有有一个 Fe 空位 [37]. 中子散射实验观测到在 $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ 中存在 Fe 磁矩的方向沿 c 轴方向的绝缘 245 相, 面内形成 $\sqrt{5} \times \sqrt{5}$ 的反铁磁相 [38,39] (图 3 (f)) 和半导体 234 相, 磁结构与母体 122 类似 [40,41]. 表明 $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ 是一种混合相.

除了以上层状铁基材料, 在具有准一维自旋梯结构的铁硒或铁硫化物中也发现了超导 [42,43]. 在高压下, 准一维的反铁磁序被压制, 然后超导开始出现, 类似于层状铁基材料的掺杂相图. 图 3 (c) 和图 3 (g) 显示了 BaFe_2S_3 的晶体结构和磁结构, Fe 磁矩的方向是平行于梯子横档的方向, 并且沿着梯子腿的方向反铁磁排列, 相邻梯子腿的自旋方向相同 (图 3 (g)) [42,44]. BaFe_2S_3 具有和 BaFe_2S_3 类似的晶体结构 (图 3 (d)) [45], 但是磁结构完全不同, 是由四个铁磁自旋形成的沿梯子腿方向的反铁磁结构 (图 3 (h)) [46]. 这两类铁基自旋梯结构可以认为分别是 122 型母体磁结构和 245 型磁结构的一维化.

在 1111, 111 和 245 几类材料中, 其面内反铁磁序大部分情况下是二重对称的. 因此要求磁性相变之上, 存在一个从四重对称四方相到二重对称正交相的结构相变, 反铁磁相变的奈尔温度低于结构转变温度, 这样反铁磁序才能在晶格中稳定存在. 在 122 体系中, 母体中的结构相变和磁相变几乎发生在同一温度, 随着电子掺杂, 两者会分开. 图 4 中显示了电子型掺杂 $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ 的精细相图 [47,48]. 随着 Ni 掺杂含量的增加, 结构转变温度和奈尔温度不断被压制, 并且逐渐分开, 在靠近最佳掺杂附近两者又逐渐靠拢, 然后以一级相变的形式降为零, 从而避免了量子临界点的出现 [47]. 在最佳掺杂附近, 长程公度的反铁磁序变为了短程非公度的反铁磁序, 如图 4 中的插图所示, 反铁磁峰在横向扫描方向劈裂成了两个峰. 这些结果曾被看作是自旋密度波的直接证据 [49], 意味着铁基材料中的静态磁性来源于巡游电子的电子-空穴费米面嵌套失稳. 深入的中子散射实验表明这一非公度反铁磁序实际上为自旋玻璃态 [50], 主

要原因来自于长程反铁磁序和超导态之间的剧烈竞争, 或许用局域磁矩模型就足以解释 [49,51]. 有关铁基超导体中磁性的物理起源至今仍存在争议, 需要注意的是, 它们的电子关联并没有像铜氧化物中的那样强 [52,53], 因此大部分情形下铁基超导体中的磁性需要同时考虑巡游电子和局域磁矩的复合作用.

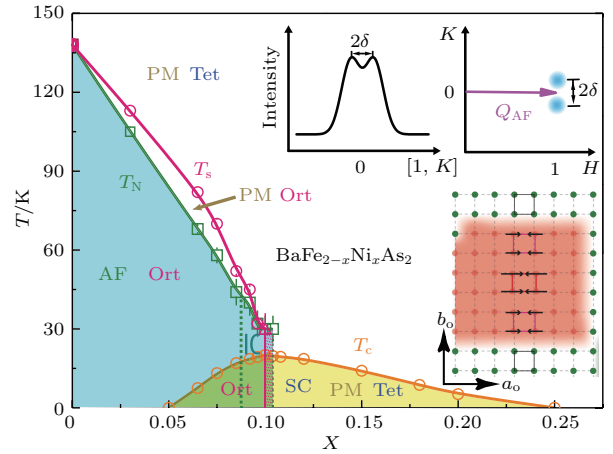


图 4 电子型掺杂 $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ 的相图 [47], 插图为非公度反铁磁序和自旋玻璃态的示意图
Fig. 4. Phase diagram for electron-doped $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ [47]. The inset shows the schematic of incommensurate AFM Bragg peak and spin glass state.

3 母体中的自旋波与磁交换耦合常数

材料中的自旋相互作用强度由磁交换耦合常数来决定, 这也是铁基超导微观机理模型的关键参数. 得益于大尺寸、高质量的系列铁基超导单晶的成功生长, 相关的非弹性中子散射研究取得了一系列重要研究进展. 仅以 BaFe_2As_2 母体为例, 图 5 (a) 即中子散射实验得到的自旋波数据 [54], 在布里渊区中心处呈现出很尖的激发, 并且存在清晰的能隙. 虽然铁基材料中磁性的微观起源还不清楚, 但是如果选择合适的理论模型, 就可以很好地描述长波极限 (小 q) 下的自旋波 [55-65]. 对于能量高于 100 meV 的区域, 自旋波有所衰减, 并且在动量上变得很宽. 铜氧化物超导体的自旋波谱与铁基超导体的不同, 在 高能部分自旋波没有变得很宽, 而且对于空穴型铜氧化物呈现出的是沙漏型色散的自旋激发谱 [66,67]. 同时自旋激发强度随着空穴掺杂含量增加迅速减小 [58], 这一点和空穴型掺杂的铁基超导体的行为类似 [69].

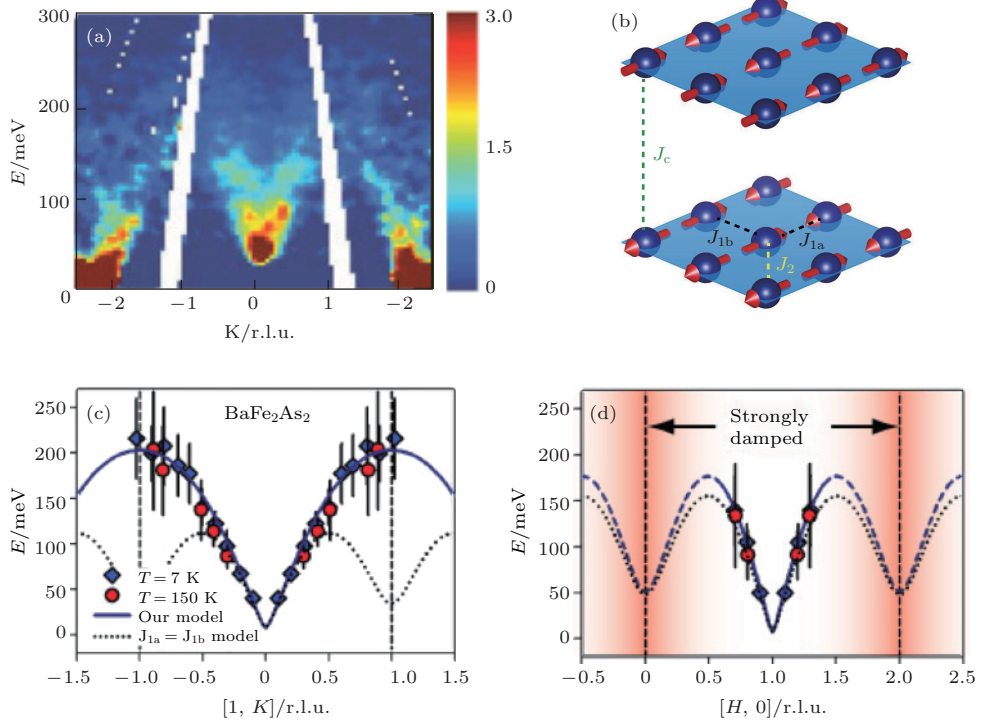


图5 (a)BaFe₂As₂ 的自旋波谱; (b) 磁交换耦合作用的示意图; (c)[1,K] 方向的自旋波分布,其中实线和虚线是海森伯模型拟合的结果,分别对应的是面内各向异性和各向同性的磁交换耦合常数; (d)[H,0] 方向的自旋波分布^[54]

Fig. 5. (a) Spin wave in BaFe₂As₂; (b) the schematic of magnetic exchange couplings; (c) spin-wave dispersion curves and fits using a Heisenberg Hamiltonian with different exchange couplings along the [1,K] direction; (d) similar Heisenberg Hamiltonian fits along the [H,0] direction^[54].

为了确定有效磁交换耦合常数的大小,可以借助海森伯模型来拟合自旋波能谱^[54]. 哈密顿量的形式依赖于所考虑的磁交换耦合常数的多少, BaFe₂As₂ 中磁交换耦合作用的示意图见图 5(b). 对于 122 体系, 一般用面内的最近邻(J_{1a} 和 J_{1b}), 次近邻(J_2) 和面外(J_c) 的磁交换作用构成海森伯-哈密顿量. 图 5(c) 和图 5(d) 显示了 BaFe₂As₂ 母体在 [H,0] 和 [1,K] 方向的自旋波分布, 可以看到能量项在 220 meV 左右, 比铜氧化物的小^[53]. 利用海森伯模型, 并且考虑衰减的各向异性, 可以很好地拟合整个自旋波谱^[54], 其中实线和虚线分别对应的是面内各向异性和各向同性的磁交换耦合常数. 所得磁交换耦合常数的正负对应的是反铁磁和铁磁的相互作用. 表 1 中总结了不同铁基材料的有效磁交换耦合常数. 最近邻(J_{1a} 和 J_{1b}) 和次近邻(J_2) 磁交换耦合常数主要是由高能布里渊区边界部分的数据决定. 因此, 如果想要确定有效磁交换耦合常数的大小, 需要获得高能部分数据, 这也是自旋波测量的关键所在. 从表中可以看出, 尽管最近邻的磁交换能量大小不一, 但次近邻的能量几乎都在 20 meV 左右, 意味着铁基超导不同体系中对角交换作用基本相当. 在铜氧化物中, 最近邻

(J_{1a} 和 J_{1b}) 相互作用基本上是铁砷化物的两倍, 而次近邻则也是与铁基超导体相当.

虽然 BaFe₂As₂ 中的自旋波可以用局域的海森伯模型描述, 但是仍然不得不需要考虑巡游电子

表 1 铁基超导体母体中磁交换耦合常数的比较

Table 1. Comparison of effective magnetic exchange couplings for parent compounds of iron-based superconductors.

Compounds	$SJ_{1a}/$ meV	$SJ_{1b}/$ meV	$SJ_2/$ meV	M/μ_B	Ref.
La ₂ CuO ₄	56(2)	56(2)	-6(2)	0.5	[60]
CaFe ₂ As ₂	50(10)	-6(5)	19(4)	0.80	[61]
BaFe ₂ As ₂	59(2)	-9(2)	14(1)	0.87	[54]
SrFe ₂ As ₂	39(2)	-5(5)	27(1)	0.94	[59]
NaFeAs	40(1)	16(1)	19(1)	0.09	[62]
Fe _{1.05} Te	-17(6)	-51(3)	22(4)	2.3	[63]
BaFe ₂ S ₃	49(3)	-71(4)	-15(1)	1.2	[44]
Rb ₂ Fe ₃ S ₄	42(5)	-20(2)	17(2)	2.8	[64]
RbFe ₂ Se ₃	70(5)	-12(2)	25(5)	1.8	[65]

体系中自旋波衰减的特性^[54]. 又如在 SrFe₂As₂ 中, 海森伯模型可以很好地描述低能自旋波数据, 但是却无法描述高能布里渊区边界处的数据. 换用巡游模型仍能很好地描述自旋波^[59]. 进一步, 借助极化中子散射分析和退孪晶样品的精细数据分析, 或许能够澄清磁性的巡游还是局域的起源.

4 掺杂样品的自旋涨落

为了更好地理解反铁磁和超导的关系, 首先需要确定的就是布里渊区内自旋激发谱随着掺杂的变化关系. 空穴掺杂或者电子掺杂将会改变费米面的拓扑结构, 因此, 这将帮助我们更好地理解费米面嵌套对自旋激发谱的影响. 由于 BaFe₂As₂ 掺

杂样品的单晶易于生长, 可以系统研究不同程度电子掺杂和空穴掺杂的自旋激发谱^[69-73], 如图 6 (a) 中箭头所标注的是目前已测量出自旋激发谱的掺杂点.

由能带计算结果可知, 在 BaFe₂As₂ 中, $\Gamma(0,0)$ 点存在空穴口袋, $M(1,0)/(0,1)$ 存在电子口袋 [图 6 (a)]^[69], 自旋激发可能与电子空穴费米面的嵌套有关^[71]. 通过电子掺杂, 电子口袋会变大, 而空穴口袋会减小, 从而使得电子空穴口袋的嵌套变差 [图 6 (a)], 使得低能自旋激发变为横向椭圆形^[70,74,75]. 同样, 对于空穴掺杂, 空穴口袋会变大, 而电子口袋会减小 [图 6 (a)], 导致低能自旋激发变为了纵向椭圆形^[76], 这些结果都和无规相近似计算结果预期的一致^[74,75]. 对于更多的电子

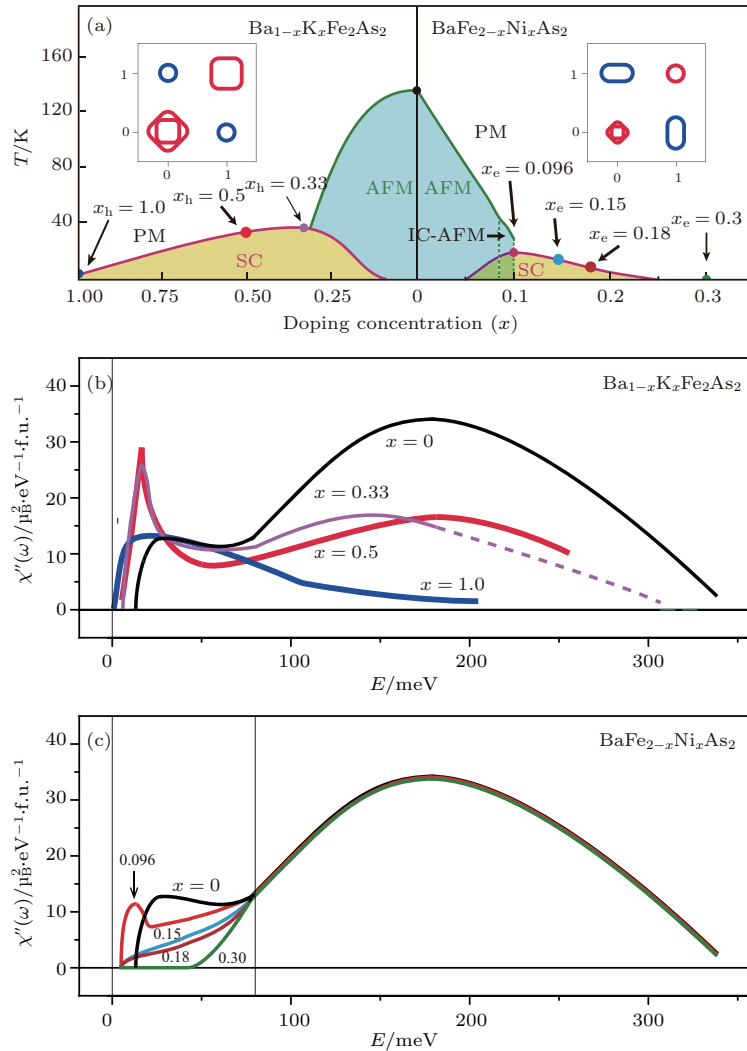


图 6 (a) Ba122 体系的电子态相图, 插图为空穴掺杂和电子掺杂的费米面示意图, 红色为空穴口袋, 深蓝色为电子口袋; (b), (c) 空穴掺杂和电子掺杂样品的动力学磁化率随能量的演变关系^[9]

Fig. 6. (a) The electronic phase diagram of Ba122 system, the insets show the schematics of Fermi surface of hole and electron doped samples; (b), (c) energy dependence of dynamic local susceptibility of hole and electron doped samples^[9].

和空穴掺杂样品, 电子空穴费米面嵌套变得更差, 甚至使得低能激发变为非公度形式^[69,71,75,77]. 在过度电子掺杂的 $\text{BaFe}_{1.7}\text{Ni}_{0.3}\text{As}_2$ 样品中, 由于空穴口袋的消失, 使得嵌套无法发生, 并且发现该样品中有大约 50 meV 的自旋能隙^[69]. 这些结果都表明, 费米面的嵌套图像能够很好地理解低能自旋激发.

虽然费米面嵌套图像能够很好地理解低能自旋激发, 但是对于高能的部分还是有一些情况无法理解. 在电子最佳掺杂样品 $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ 中, 高能磁激发的强度和母体 BaFe_2As_2 的几乎一致^[54,70]. 表明高能部分的自旋激发几乎是与掺杂浓度无关的. 并且通过实验数据计算的总的磁矩也比 RPA 计算的结果要大很多^[78]. 这些结果表明单从巡游电子的角度考虑铁基超导体中的磁性是不合适的. 密度泛函理论和动力学平均场论的结果显示需要同时考虑巡游电子和局域磁矩的作用才能更好地描述磁激发的结果^[70].

图 6(b) 和图 6(c) 总结了空穴掺杂和电子掺杂 Ba122 体系的自旋激发结果. 对于电子掺杂部分, 高能自旋激发几乎随着掺杂不变. 过度掺杂不超导的 $\text{BaFe}_{1.7}\text{Ni}_{0.3}\text{As}_2$ 样品出现了大约 50 meV 的自旋能隙, 表明费米面嵌套对低能自旋激发的重要性, 并说明嵌套可能和超导的出现有关. 对于空穴掺杂部分, 高能自旋激发相对于母体有所下降, 谱重向低能转移. 对于超导样品, 低能出现了很强的自旋共振峰^[69]. 计算表明 T_c 以下磁交换能的减少要比超导凝聚能大 7 倍左右^[79], 与铜氧化物和重费米子超导体的结果相似^[80,81]. 因此, 高温超导的实现可能需要很大的有效磁交换耦合常数和很强的巡游电子自旋激发耦合, 这类似于传统超导体中需要很大的德拜温度和很强的电声耦合.

5 自旋共振现象

中子自旋共振是发生在超导转变温度 T_c 以下的一种集体的磁激发, 它的强度随温度的变化类似于超导的序参量随温度的变化^[82]. 共振峰位于反铁磁波矢附近, 并且能量大小和超导转变温度 T_c 或能隙大小有关^[83–85], 它曾被看作是能隙符号相反的 d 波配对的有力证据^[82]. 铁基超导体发现以后, 在 $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 粉末样品的中子

散射中也发现了自旋共振峰^[86]. 由于它在动量空间的位置非常靠近母体 BaFe_2As_2 的反铁磁波矢, 因此, 人们认为它来源于空穴电子费米面之间能隙符号相反的准粒子激发^[87,88]. 随后, 单晶样品 $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ 和 $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ 的非弹性中子散射结果显示共振峰的确是在母体反铁磁波矢处^[52,89–92]. 进一步支持了这一观点.

图 7(a) 和图 7(b) 中显示了最佳掺杂处 $\text{BaFe}_{1.904}\text{Ni}_{0.096}\text{As}_2$ 5 K (低于 T_c) 和 25 K (高于 T_c) 的低能激发, 可以看到在超导态 6—10 meV 之间的自旋激发相对于不超导时明显增强了. 比较 T_c 以上和以下的自旋激发, 可以发现自旋共振能在 7 meV 附近. 图 7(c) 中显示了自旋共振能随温度的变化^[71], 蓝色的线是通过点接触隧道谱测量出的电子空穴费米面上超导能隙的总和 $\Delta_e + \Delta_h$ 随温度的变化^[94]. 对比两者, 可以看到共振能在 T_c 以下几乎随温度不变, 与超导能隙表现出了不同的形式^[71]. 图 7(d) 中显示了共振能 7 meV 附近的磁激发. 可以看到它沿着 K 方向呈现椭圆的形状. 图 7(e) 中总结了五类铁基超导体自旋共振峰在动量空间的位置. 对于 111 体系, $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$ 样品显示的是非公度的自旋共振峰^[95,96]. 对于 $\text{Fe}_{1+y}\text{Se}_x\text{Te}_{1-x}$ 样品, 虽然低能自旋激发显示像沙漏一样的非公度峰^[97,98], 但是大多数谱权重还是存在于公度反铁磁波矢处, 非公度性可能来源于多余的铁^[99,100]. 图 7(f) 中总结了铁基超导体中共振能 E_{res} 与温度的关系, $E_R \sim 4.7k_B T_c$. 这一简单的线性关系在铜氧化物和重费米子材料中同样存在, 表明自旋共振和非常规超导具有密切的关系.

理论上, 中子自旋共振的起源被认为是超导电子对从自旋单态到自旋三态的集体激发模式. 在这种情况下, 自旋共振的能量会小于超导能隙的总和^[101,102]. 在加磁场的情况下, 自旋共振能会发生 Zeeman 劈裂变为三个峰. 可惜的是, 在铜氧化物超导体和铁基超导体中都没能观察到这种现象, 比较有趣的是, 在重费米子超导体 CeCoIn_5 中, 磁场的加入使得共振能劈裂成了两个峰^[103], 这一结果表明 CeCoIn_5 中自旋共振可能是偶极子激发. 对于铁基材料电子掺杂和空穴掺杂样品, 自旋共振在动量空间会有不同的分布形状和调制模式, 它可能来自于多重费米面嵌套或者邻近反铁磁序效应^[52,76,91,92,104–106].

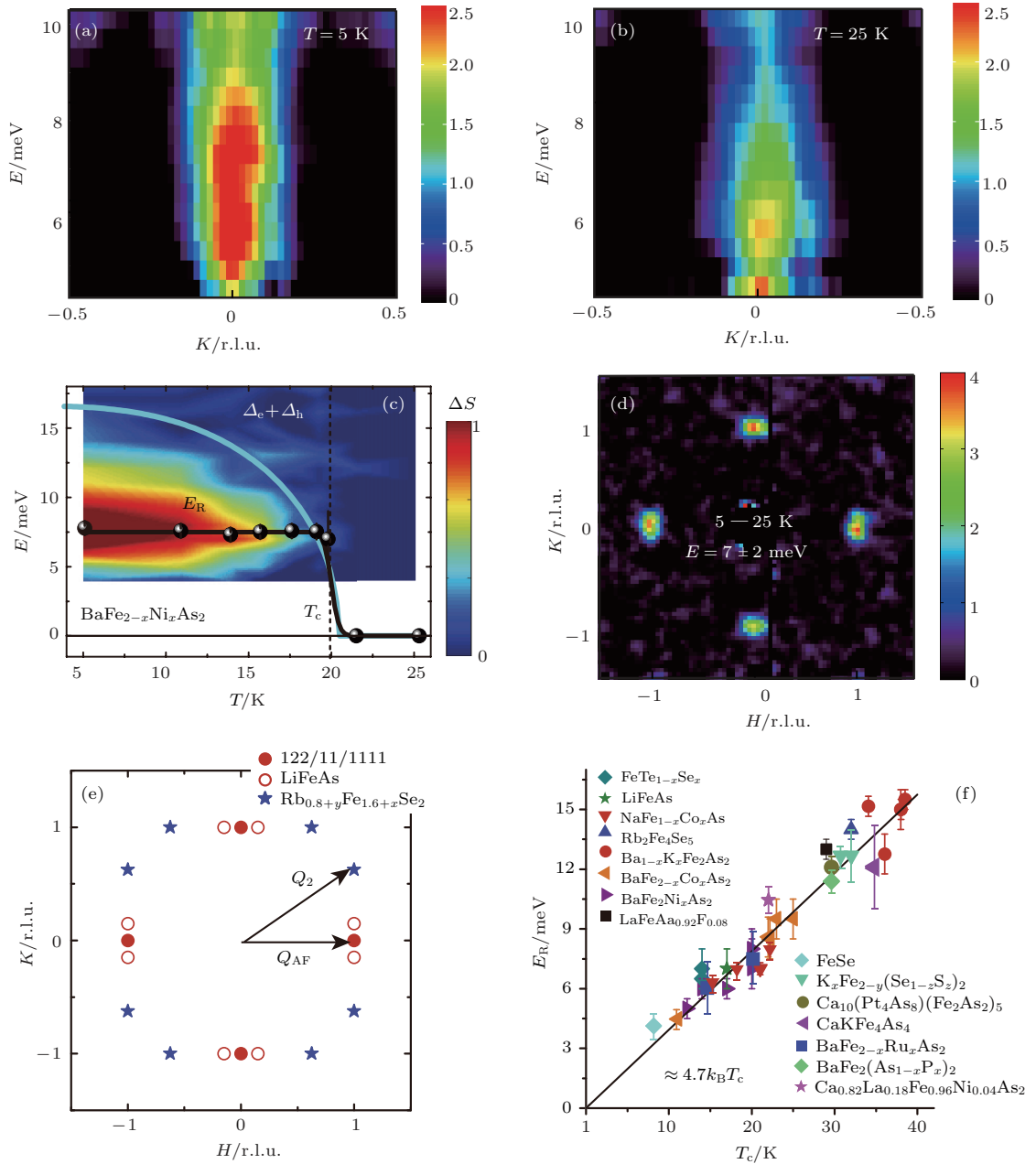


图7 (a)和(b)最佳掺杂处 $\text{BaFe}_{1.904}\text{Ni}_{0.096}\text{As}_2$ 5 K (低于 T_c) 和 25 K (高于 T_c) 的低能激发; (c) 自旋共振能和超导能隙总和随温度的变化 [71]; (d) 共振能 7 meV 附近的磁激发; (e) 五类铁基超导体自旋共振峰在动量空间的位置 [93]; (f) 铁基超导体中共振能 E_R 与温度的关系

Fig. 7. (a) and (b) Energy dependence of the two-dimensional slices along the $[1,K]$ direction with at $T = 5$ and 25 K; (c) energy and temperature dependence of spin resonance in $\text{BaFe}_{1.904}\text{Ni}_{0.096}\text{As}_2$ [71]; (d) constant-energy slices of the magnetic excitations with $E = 7 \pm 1$ meV; (e) summary of the Q location of spin resonance [93]; (f) linear scaling relation between the resonance energy and superconducting transition temperature T_c .

6 自旋各向异性与向列相

极化中子分析能够分离磁散射和非磁散射, 并可以提供有序磁矩和自旋激发在自旋空间各向异性最本质的信息 [107,108]. 中子散射只对垂直于动量转移 Q 和中子极化方向的磁响应敏

感. 为了方便起见, 可以定义入射中子极化波矢 $P = (P_x, P_y, P_z)$, P_x 平行于 Q 的方向, P_y 和 P_z 垂直于 Q 的方向. 如果 P_z 沿着 c 轴, 那么 P_x 和 P_y 则是位于面内 (图 8 (a)). 当中子极化方向和磁矩或者激发极化方向垂直时, 中子与磁离子发生作用, 自旋会翻转, 因此可以用自旋翻转 (SF) 或者不翻转 (NSF) 来判断磁响应是位于 c 轴还是位于 ab

面内. 在实际的实验过程中, 总会有没有完全极化的中子以及核布拉格散射的强度泄露到SF的通道内. 通常会用翻转比例 $R = \sigma_{\text{Bragg}}^{\text{NSF}} / \sigma_{\text{Bragg}}^{\text{SF}}$ 来衡量极化的效率. 对于没有极化的中子, $R = 1$, 对于完全极化的中子, $R = 0$. 通常情况下, R 的大小一般在10—20之间^[109–116].

母体材料BaFe₂As₂的极化中子散射实验中^[117], 三个沿着晶体轴方向的不同自旋激发 M_a , M_b , M_c 可以被推演出来, 图8(b)显示的是反铁磁布里渊区中心的结果. 图中数据显示 M_a 在大于20 meV时才有信号, 虽然自旋波的两个横向分量 M_b 和 M_c 可以通过具有磁各向异性和层间耦合的线性自旋波理论来描述, 但是对于自旋波的纵向分量 M_a , 根据局域的海森伯模型, 通常与低 Q 的横向自旋波不相容. 这些结果表明, 巡游电子对磁性的贡献已经存在于该铁基超导体的母体化合物中. 这意味着不能用纯粹局域磁矩图像来描述的铁基材料母体中的磁性, 需要同时考虑巡游电子的贡献^[117].

图8(c)显示的是电子掺杂BaFe_{1.904}Ni_{0.096}As₂材料的极化中子的低能自旋激发随温度的依赖关系. 非常有趣的是, 3 meV处的低能自旋激发的各向异性延伸到了70 K, 远高于32 K的结构转变温度 T_s 和奈尔温度 T_N ^[113]. 这一结果和输运测量上的电阻的各向异性结果一致^[118–120]. 因此, 铁基超导体中低能自旋激发的各向异性由自旋-轨道耦合所决定^[113]. 自旋激发各向异性除了在高温延伸到 T_s 以上, T_c 以下也能看到有所增加, 这表明电子态各向异性和超导有关.

极化中子测量可以用来分析自旋共振的本质. 之前讨论过, 铁基超导体自旋共振可能来源于库珀对自旋单态到自旋三重态的激发^[121]. 如果自旋共振的确来源于这个情形, 那么将观察到各向同性的自旋共振^[109–111]. 图8(d)中显示了自旋共振能7 meV附近各向同性的自旋激发随温度的变化^[113], 进一步支持了自旋共振来源于库珀对自旋单态到自旋三重态的激发的观点.

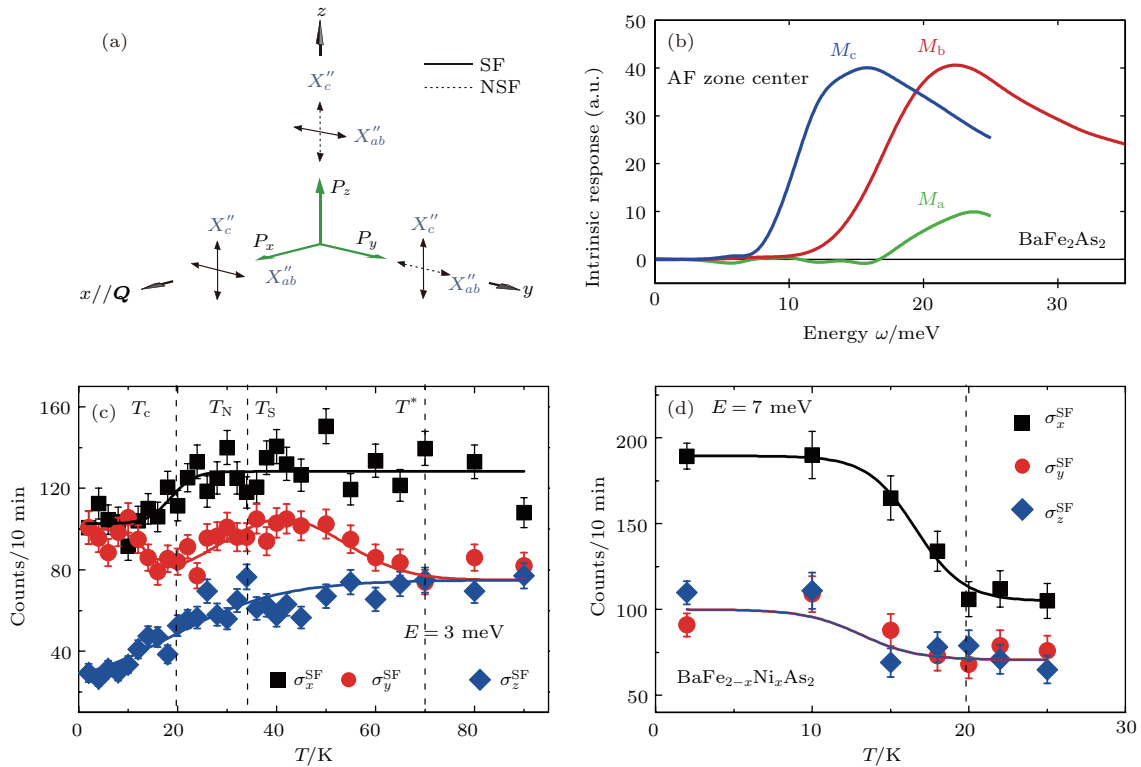


图8 (a) 中子极化方向的定义以及每个通道的磁响应^[109]; (b) 磁布里渊区中心 M_a , M_b , M_c 的能量依赖关系^[117]; (c), (d) $Q = (0.5, 0.5, 3)$ 处 3 meV 和 7 meV 中子翻转散射截面 $\sigma_{x,y,z}^{\text{SF}}$ 随温度的依赖关系
 Fig. 8. (a) Definition of neutron polarization and the measured magnetic response in each channel when $P_z \parallel c$ ^[109]; (b) the energy dependence of M_a , M_b , M_c is determined at the magnetic Brillouin zone center^[117]; (c) and (d) temperature dependence of neutron SF scattering cross section $\sigma_{x,y,z}^{\text{SF}}$ at 3 meV and 7 meV at $Q = (0.5, 0.5, 3)$.

在部分铁基超导体中, 结构相变温度和磁相变温度分开, 在两者温度间会形成向列相. 也就是说向列相破坏了晶格的 C_4 旋转对称性, 但是依然保存了自旋的 $O(3)$ 旋转对称性. 向列相可以由结构畸变诱导, 也可以由电子失稳诱导. 目前大量的实验结果, 包括输运测量^[118,122-127]、ARPES测量^[128,129]、NMR测量^[130]、中子散射测量^[131]、STM测量^[132,133]、拉曼测量^[134]以及剪切模量测量^[135-138], 已经明确观察到了向列相中 a, b 方向各向异性, 并表明向列相由电子自由度驱动, 但是目前还不清楚是电子的自旋自由度还是轨道自由度起主导作用. 由于两者的序参量是耦合在一起的, 一方会诱导出另一方, 使得更难分辨出谁才是主要的驱动力^[139].

将向列相的实验观察与理论结果进行比较, 将有可能区分出哪个电子自由度才是主要驱动力. 在条纹型反铁磁相中, 低能自旋波只能在 $(\pi, 0)$

附近出现, 而在 T_N 以上, $(\pi, 0)$ 和 $(0, \pi)$ 都应观察到相同强度的自旋激发. 理论预言, 在向列相中, $(\pi, 0)$ 附近的自旋激发强度应该增强, 并且关联长度也会变长. 而在 $(0, \pi)$ 周围则情况完全相反[图9(b)]^[140]. 因此, 向列相中自旋激发的研究会帮助我们更好地理解电子向列相的来源.

由于“122”体系铁基超导体样品中存在孪晶, 因此常用的方法是对样品施加外力退孪晶, 从而能够只测得 a 方向的信息或者 b 方向的信息. 图9(a)中显示了用于非弹性中子散射实验的单轴压力退孪晶装置. 此装置的退孪晶效率能达到80%以上^[131]. 随后, 对退孪晶样品的非弹性中子散射研究结果显示, $(\pi, 0)$ 附近的低能自旋激发强度和关联长度的确增强了, 同时 $(0, \pi)$ 附近的自旋激发强度和关联长度也被压制了[图9(c)和图9(d)]^[141]. 这一结果表明自旋自由度是电子向列相的驱动力.

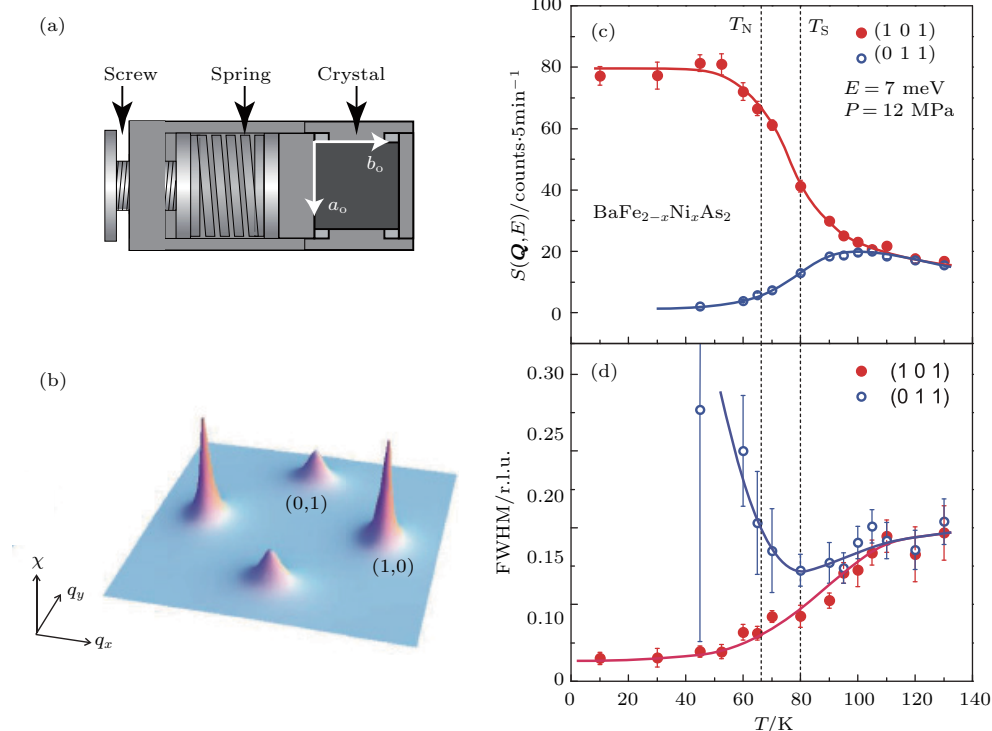


图9 (a) 退孪晶装置示意图; (b) 向列相中的低能自旋激发; (c), (d) 能量转移为7 meV时, $(1\ 0\ 1)$ 和 $(0\ 1\ 1)$ 处散射函数 $S(\mathbf{Q}, E)$ 和半高宽FWHM随温度的变化^[141]

Fig. 9. (a) Schematic of the device used to apply uniaxial strain to detwin single crystals; (b) low-energy spin excitation in the nematic phase; (c) and (d) temperature dependence of $S(\mathbf{Q}, E)$ and FWHM at $(1\ 0\ 1)$ and $(0\ 1\ 1)$ at 7 meV and 12 MPa^[141].

7 结 论

本文总结了近些年铁基超导体的中子散射的结果, 其中包括铁基材料中的静态磁结构、自旋激

发及其与超导电性之间的关系. 由于铁基超导体体系庞杂, 仅选取了部分具有代表性的结果进行介绍, 其他相关体系的结果略有不同. 总体而言, 经过多年来在铁基超导中子散射方面的共同努力, 国际同

行对铁基超导中的反铁磁序和自旋动力学取得了不少共识: 1) 大部分母体材料具有三维长程反铁磁序, 随掺杂会被逐步抑制, 可能蜕变为短程序或突然消失, 在最佳掺杂点附近可能不存在磁性量子临界点; 2) 磁性交换耦合常数在数量级上基本类似, 次近邻磁交换耦合能在不同体系中比较接近; 3) 超导样品具有自旋共振效应, 中心共振能与临界温度成线性正比关系; 4) 磁激发具有局域和巡游双重特征, 随着掺杂变化存在连续演化行为, 轨道序和向列相对低能激发有显著影响. 这些认识虽然非常具体丰富, 但还缺乏普适性检验(大部分研究都集中在少数几个体系), 仍然不足以深刻到能够为高温超导微观机制提供明确帮助, 还需要进一步厘清磁相互作用的具体物理机制, 特别是彻底理解它与超导电性的直接关系问题.

感谢论文合作者戴鹏程、李世亮、王猛、鲁兴业、张睿、胡定、谢涛等对本文中铁基超导体中子散射研究结果的重要贡献. 感谢胡江平、向涛、杨义峰、孟子杨、姚道新等提供的理论方面的讨论和指导. 感谢英国 ISIS、法国 ILL、德国 MLZ/HZB、瑞士 SINQ、美国 HFIR/SNS、日本 J-PARC、澳大利亚 ACNS、加拿大 NRC、中国 CARR/CMRR 等中子源在中子散射实验方面提供的帮助.

参考文献

- [1] Lee P A, Nagaosa N, Wen X G 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 17
- [2] Stewart G 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 743
- [3] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, et al. 2008 *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296
- [4] Dong J, Zhang H, Xu G, et al. 2008 *Europhys. Lett.* **83** 27006
- [5] Nomura T, Kim S W, Kamihara Y, et al. 2008 *Superconductor Sci. Technol.* **21** 125028
- [6] de La Cruz C, Huang Q, Lynn J W, et al. 2008 *Nature* **453** 899
- [7] Huang Q, Qiu Y, Bao W, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 257003
- [8] Li S, de La Cruz C, Huang Q, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **80** 020504
- [9] Dai P 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 855
- [10] Lumsden M D, Christianson A D 2010 *J. Phys.: Condensed Matter* **22** 203203
- [11] Shibauchi T, Carrington A, Matsuda Y 2014 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **5** 1
- [12] Rotter M, Tegel M, Johrendt D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 107006
- [13] Pramanik A, Abdel-Hafiez M, Aswartham S, et al. 2011 *Phys. Rev. B* **84** 064525
- [14] Sefat A S, Jin R, McGuire M A, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 117004
- [15] Li L, Luo Y, Wang Q, et al. 2009 *New J. Phys.* **11** 025008
- [16] Jiang S, Xing H, Xuan G, et al. 2009 *J. Phys.: Condensed Matter* **21** 382203
- [17] Scalapino D J 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1383
- [18] Canfield P C, Bud'ko S L 2010 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1** 27
- [19] Luo H, Wang Z, Yang H, et al. 2008 *Superconductor Sci. Technol.* **21** 125014
- [20] Chen Y, Lu X, Wang M, et al. 2011 *Superconductor Sci. Technol.* **24** 065004
- [21] Lynn J W, Dai P 2009 *Physica C* **469** 469
- [22] Pitcher M J, Parker D R, Adamson P, et al. 2008 *Chem. Commun.* **5918**
- [23] Parker D R, Pitcher M J, Baker P J, et al. 2009 *Chem. Commun.* **2189**
- [24] Tapp J H, Tang Z, Lv B, et al. 2008 *Phys. Rev. B* **78** 060505
- [25] Wang X, Liu Q, Lv Y, et al. 2008 *Solid State Commun.* **148** 538
- [26] Rotter M, Tegel M, Johrendt D, et al. 2008 *Phys. Rev. B* **78** 020503
- [27] Böhmer A, Hardy F, Wang L, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 7911
- [28] Kreyssig A, Wilde J M, Böhmer A E, et al. 2018 *Phys. Rev. B* **97** 224521
- [29] Allred J, Taddei K, Bugaris D, et al. 2016 *Nat. Phys.* **12** 493
- [30] Hoyer M, Fernandes R M, Levchenko A, et al. 2016 *Phys. Rev. B* **93** 144414
- [31] Hsu F C, Luo J Y, Yeh K W, et al. 2008 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **105** 14262
- [32] Li S, de La Cruz C, Huang Q, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **79** 054503
- [33] Bao W, Qiu Y, Huang Q, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 247001
- [34] Rodriguez E E, Zavalij P, Hsieh P Y, et al. 2010 *J. Am. Chem. Soc.* **132** 10006
- [35] Rodriguez E E, Stock C, Zajdel P, et al. 2011 *Phys. Rev. B* **84** 064403
- [36] Rodriguez E E, Sokolov D, Stock C, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **88** 165110
- [37] Fang M H, Wang H D, Dong C H, et al. 2011 *Europhys. Lett.* **94** 27009
- [38] Wei B, Huang Q Z, Chen G F, et al. 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 086104
- [39] Ye F, Chi S, Bao W, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 137003
- [40] Zhao J, Cao H, Bourret-Courchesne E, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 267003
- [41] Wang M, Tian W, Valdivia P, et al. 2014 *Phys. Rev. B* **90** 125148
- [42] Takahashi H, Sugimoto A, Nambu Y, et al. 2015 *Nat. Mater.* **14** 1008
- [43] Yamauchi T, Hirata Y, Ueda Y, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 246402
- [44] Wang M, Jin S, Yi M, et al. 2017 *Phys. Rev. B* **95** 060502
- [45] Hong H, Steinfink H 1972 *J. Solid State Chem.* **5** 93

- [46] Nambu Y, Ohgushi K, Suzuki S, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **85** 064413
- [47] Lu X, Gretarsson H, Zhang R, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 257001
- [48] Luo H, Zhang R, Laver M, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 247002
- [49] Pratt D, Kim M, Kreyssig A, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 257001
- [50] Lu X, Tam D W, Zhang C, et al. 2014 *Phys. Rev. B* **90**
- [51] Si Q, Abrahams E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 076401
- [52] Inosov D, Park J, Bourges P, et al. 2010 *Nat. Phys.* **6** 178
- [53] Dai P, Hu J, Dagotto E 2012 *Nat. Phys.* **8** 709
- [54] Harriger L W, Luo H, Liu M, et al. 2011 *Phys. Rev. B* **84** 054544
- [55] McQueeney R, Diallo S, Antropov V, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 227205
- [56] Zhao J, Yao D X, Li S, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 167203
- [57] Diallo S, Antropov V, Perring T, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 187206
- [58] Matan K, Morinaga R, Iida K, Sato T 2009 *Phys. Rev. B* **79** 054526
- [59] Ewings R, Perring T, Gillett J, et al. 2011 *Phys. Rev. B* **83** 214519
- [60] Coldea R, Hayden S M, Aeppli G, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5377
- [61] Zhao J, Adroja D, Yao D X, et al. 2009 *Nat. Phys.* **5** 555
- [62] Zhang C, Harriger L W, Yin Z, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 217202
- [63] Lipscombe O, Chen G, Fang C, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 057004
- [64] Wang M, Valdivia P, Yi M, et al. 2015 *Phys. Rev. B* **92** 041109
- [65] Wang M, Yi M, Jin S, et al. 2016 *Phys. Rev. B* **94** 041111
- [66] Fujita M, Hiraka H, Matsuda M, et al. 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 011007
- [67] Tranquada J M, Xu G, Zaliznyak I A 2014 *J. Magn. Magn. Mater.* **350** 148
- [68] Stock C, Cowley R A, Buyers W J L, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **82** 174505
- [69] Wang M, Zhang C, Lu X, et al. 2013 *Nat. Commun.* **4** 2874
- [70] Liu M, Harriger L W, Luo H, et al. 2012 *Nat. Phys.* **8** 376
- [71] Luo H, Lu X, Zhang R, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **88** 144516
- [72] Chen X, Dai P, Feng D, et al. 2014 *Natl. Sci. Rev.* **1** 371
- [73] Horigane K, Kihou K, Fujita K, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 33303
- [74] Park J, Inosov D, Yaresko A, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **82** 134503
- [75] Luo H, Yamani Z, Chen Y, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **86** 024508
- [76] Zhang C, Wang M, Luo H, et al. 2011 *Sci. Rep.* **1** 115
- [77] Lee C, Kihou K, Kawano-Furukawa H, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 067003
- [78] Park H, Haule K, Kotliar G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 137007
- [79] Spalek J 2007 *Acta Phys. Polon. A* **111** 409
- [80] Tranquada J M 2007 *Handbook of High-Temperature Superconductivity* (Springer) p257
- [81] Stockert O, Arndt J, Faulhaber E, et al. 2011 *Nat. Phys.* **7** 119
- [82] Eschrig M 2006 *Adv. Phys.* **55** 47
- [83] Dai P, Mook H A, Hunt R D, et al. 2001 *Phys. Rev. B* **63** 054525
- [84] Wilson S D, Dai P, Li S, et al. 2006 *Nature* **442** 59
- [85] Yu G, Li Y, Motoyama E, et al. 2009 *Nat. Phys.* **5** 873
- [86] Christianson A, Goremychkin E, Osborn R, et al. 2008 *Nature* **456** 930
- [87] Mazin I I 2010 *Nature* **464** 183
- [88] Hirschfeld P, Korshunov M, Mazin I 2011 *Rep. Prog. Phys.* **74** 124508
- [89] Lumsden M D, Christianson A D, Parshall D, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 107005
- [90] Chi S, Schneidewind A, Zhao J, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 107006
- [91] Li S, Chen Y, Chang S, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **79** 174527
- [92] Xie T, Wei Y, Gong D, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 267003
- [93] Johnson P D, Xu G, Yin W 2015 *Iron-based Superconductivity* (Berlin, Heidelberg: Springer)
- [94] Wang Z, Wang Z, Luo H, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **86** 060508
- [95] Wang M, Wang M, Miao H, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **86** 144511
- [96] Qureshi N, Steffens P, Drees Y, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 117001
- [97] Argyriou D, Hiess A, Akbari A, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **81** 220503
- [98] Li S, Zhang C, Wang M, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 157002
- [99] Lee S H, Xu G, Ku W, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **81** 220502
- [100] Xu Z, Wen J, Xu G, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **82** 104525
- [101] Ding H, Richard P, Nakayama K, et al. 2008 *Europhys. Lett.* **83** 47001
- [102] Terashima K, Sekiba Y, Bowen J, et al. 2009 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **106** 7330
- [103] Stock C, Broholm C, Zhao Y, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 167207
- [104] Vilmercati P, Fedorov A, Vobornik I, et al. 2009 *Phys. Rev. B* **79** 220503
- [105] Xu Y, Huang Y, Cui X, et al. 2011 *Nat. Phys.* **7** 198
- [106] Zhang R, Wang W, Maier T A, et al. 2018 *Phys. Rev. B* **98** 060502
- [107] Squires G L 2012 *Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [108] Shirane G, Shapiro S M, Tranquada J M 2002 *Neutron Scattering with a Triple-axis Spectrometer: Basic Techniques* (Cambridge: Cambridge University Press)

- [109] Babkevich P, Roessli B, Gvasaliya S, et al. 2011 *Phys. Rev. B* **83** 180506
- [110] Lipscombe O, Harriger L W, Freeman P, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **82** 064515
- [111] Liu M, Lester C, Kulda J, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **85** 214516
- [112] Zhang C, Liu M, Su Y, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **87** 081101
- [113] Luo H, Wang M, Zhang C, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 107006
- [114] Song Y, Regnault L P, Zhang C, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **88** 134512
- [115] Xie T, Gong D, Ghosh H, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 137001
- [116] Hu D, Zhang W, Wei Y, et al. 2017 *Phys. Rev. B* **96** 180503
- [117] Wang C, Zhang R, Wang F, et al. 2013 *Phys. Rev. X* **3** 041036
- [118] Chu J, Analytis J G, De Greve K, et al. 2010 *Science* **329** 824
- [119] Chen C, Maciejko J, Sorini A, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **82** 100504
- [120] Fisher I R, Degiorgi L, Shen Z 2011 *Rep. Prog. Phys.* **74** 124506
- [121] Lorenzo J, Boullier C, Regnault L, et al. 2007 *Phys. Rev. B* **75** 054418
- [122] Chu J, Analytis J G, Press D, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **81** 214502
- [123] Tanatar M, Blomberg E, Kreyssig A, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **81** 184508
- [124] Dusza A, Lucarelli A, Pfuner F, et al. 2011 *Europhys. Lett.* **93** 37002
- [125] Nakajima M, Liang T, Ishida S, et al. 2011 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108** 12238
- [126] Chu J, Kuo H H, Analytis J G, et al. 2012 *Science* **337** 710
- [127] Jiang S, Jeevan H, Dong J, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 067001
- [128] Yi M, Lu D, Chu J, et al. 2011 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108** 6878
- [129] Zhang Y, He C, Ye Z, et al. 2012 *Phys. Rev. B* **85** 085121
- [130] Fu M, Torchetti D A, Imai T, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 247001
- [131] Lu X, Park J, Zhang R, et al. 2014 *Science* **345** 657
- [132] Chuang T M, Allan M, Lee J, et al. 2010 *Science* **327** 181
- [133] Rosenthal E P, Andrade E F, Arguello C J, et al. 2014 *Nat. Phys.* **10** 225
- [134] Gallais Y, Fernandes R, Paul I, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 267001
- [135] Fernandes R M, VanBebber L H, Bhattacharya S, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 157003
- [136] Yoshizawa M, Kimura D, Chiba T, et al. 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 024604
- [137] Böhmer A, Burger P, Hardy F, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 047001
- [138] Böhmer A E, Meingast C 2016 *C. R. Phys.* **17** 90
- [139] Fernandes R M, Chubukov A, Schmalian J 2014 *Nat. Phys.* **10** 97
- [140] Fernandes R M, Schmalian J 2012 *Superconductor Sci. Technol.* **25** 084005
- [141] Zhang W, Park J, Lu X, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 227003

SPECIAL TOPIC — Tenth anniversary of the discovery of iron-based high temperature superconductors

Antiferromagnetic order and spin dynamics in iron-based superconductors*

Gong Dong-Liang¹⁾²⁾ Luo Hui-Qian^{1)†}

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 16 August 2018; revised manuscript received 11 September 2018)

Abstract

Like the superconductivities in other unconventional superconductors, high-temperature superconductivity in the iron pnictide often emerges after the static antiferromagnetic order has been suppressed, and is always accompanied by strong spin fluctuations. Therefore, understanding the magnetism and its origin could be an important premise for ascertaining the microscopic mechanism of iron-based superconductivity. Neutron scattering, as a powerful tool for studying magnetic ordering and spin dynamics in condensed matters, plays an essential role in understanding the relationship between magnetism and superconductivity in iron-based superconductors. In this paper, we review the neutron scattering results for iron pnictides, including static magnetic structures, magnetic phase transitions, spin excitations and electronic nematicity, and discuss their relationship with superconductivity.

Keywords: iron-based superconductors, high-temperature superconductivity, neutron scattering, spin excitation

PACS: 74.70.Xa, 74.25.F-, 75.50.Ee, 76.50.+g

DOI: [10.7498/aps.67.20181543](https://doi.org/10.7498/aps.67.20181543)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11374011), the Youth Innovation Promotion Association of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2016004), and the Strategic Priority Research Program (B) of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB25000000).

† Corresponding author. E-mail: hqluo@iphy.ac.cn